PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. | 16. Februar 1901. | 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
H. Crew, Über das Flammenbogenspektrum einiger Metalle unter dem Einfluss einer Wasserstoffatmosphäre. S. 301.
L. M. Potts, Über Rowlands neue Methode, elektrische Absorption und Energieverluste durch Hysteresis zu messen, sowie Kurzschlüsse in Spulen nachzuweisen. S. 301.
W. Voigt, Eine Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes von ultraviolettem Lichte. S. 303.
F. Pockels, Über die bei Blitzentladungen erreichte Stromstärke. S. 306.

Zusammenfassende Bearbeitungen:
M. v. Smoluchowski, Über die Atmosphäre der Erde und der Planeten. S. 307.

Referate über die Berichte des Internationalen Physikerkongresses zu Paris:
Gabriel Lippmann, Die kinetische Gastheorie und das Carnotsche Prinzip. S. 313.
Lord Kelvin, Über die Bewegung eines elastischen festen Mediums, in dem sich ein Körper verschiebt, der auf dasselbe anziehend oder abstossend wirkt. S. 314.
J. H. Poynting, Die Fortpflanzung der Energie und der elektrischen Kraft im elektromagnetischen Felde. S. 315.
Kr. Birkeland, Über die physikalische Konstitution der Sonne. S. 315.
Ch. Dufour, Vergleich zwischen dem Sonnenlichte und demjenigen einiger Sterne. S. 316.
A. Hénocque, Anwendungen der Spektroskopie in der Biologie und insbesondere der Spektroskopie des Blutes oder der Hämatospektroskopie. S. 316.

Personalien. S. 316.
Berichtigungen. S. 316.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Flammenbogenspektrum einiger Metalle unter dem Einfluss einer Wasserstoffatmosphäre.

Von H. Crew.[1])

Es ist eine bekannte Thatsache, dass bei der Mehrzahl der Elemente, bei denen Serien durch Kayser, Runge und andere entdeckt worden sind, Linien erscheinen, welche nicht zu den Serien gehören. Ja bei der grossen Mehrzahl der Elemente sind die Flammenbogenspektren so kompliziert, dass Serien bisher überhaupt nicht entdeckt worden sind. Die nachfolgende Untersuchung wurde unternommen, um diese komplizierten Spektra in zwei Teile zu trennen.

Eine 100-Volt Lampe zwischen Metallspitzen wurde in einen metallischen, luftdicht schliessenden Kasten eingeschlossen, welcher eine mit einer Quarzlinse verschlossene Öffnung enthielt und in welchen elektrolytischer Wasserstoff in Ueberschuss geleitet wurde. Die Quarzlinse warf ein Bild des metallischen Flammenbogens auf den Spalt eines Spektrographen, welcher ein Rowlandsches Konkavgitter von 10 Fuss Radius enthielt. Die so erhaltenen Spektra, von Zink, Magnesium und Eisen, unterschieden sich in charakteristischer Weise von den Spektren derselben Metalle, welche durch einen Flammenbogen in Luft erhalten wurden. Im allgemeinen war die Intensität in Wasserstoff geringer, eine Thatsache, welche schon seit längerer Zeit bekannt ist, welche uns aber kein Kriterium liefert, um die komplizierten Spektra in Unterabteilungen zu trennen.

Die interessanteste Wirkung der Wasserstoff-Atmosphäre ist die Änderung der relativen Intensität unter den Linien einer und derselben Substanz. Bei einigen Linien wird dieselbe relativ erhöht, bei andern relativ geschwächt und bei einigen bleibt die Intensität unverändert.

Beim Vergleich des Bogen- und Funkenspektrums der drei untersuchten Metalle ergab sich folgendes:

1. Alle Linien im Bogenspektrum, welche durch Wasserstoff beeinflusst werden, gehören ebenfalls dem Funkenspektrum an.
2. Alle Linien, welche Kayser und Runges Serien angehören, bleiben unverändert, wenn der Flammenbogen in Wasserstoff anstatt in Luft brennt.

Wenn diese Serien ebenso stabil in anderen Gasen bleiben, so wird vielleicht die Unveränderlichkeit ein Kriterium bilden, um ein Spektrum in zwei Gruppen zu teilen, von denen die eine alle Serienlinien, die andere keine derselben enthält.

Der Verfasser hat bisher noch keine genügende Erklärung für diese Erscheinungen zu geben vermocht.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 17. Dezember 1900.)

1) Ausführlich in The Astrophys. Journ. **12**, 167, 1900.

Über Rowlands neue Methode, elektrische Absorption und Energieverluste durch Hysteresis zu messen, sowie Kurzschlüsse in Spulen nachzuweisen.

Von L. M. Potts.[1])

Die Methode zur Messung dieser Grössen wurde eingehend geprüft und die elektrische Absorption in einigen Kondensatoren mit Hilfe dieser Methode untersucht.

1) Ausführlich in The Americ. Journ. of Science **10**, 91, 1900.

1) Elektrische Absorption. Aus Maxwells Theorie der Zug- und Druckkräfte im Dielektrikum bei der Anwendung einer harmonischen elektromotorischen Kraft ergiebt sich, dass ein Kondensator, dessen dielektrische Eigenschaften nicht homogen sind, parallel mit einem gewissen Widerstande geschaltet, als eine Kapazität wirkt und dass der Wert der Kapazität und des Widerstands eine Funktion der Stromperiode ist.

Die Anordnung bestand im wesentlichen aus einer Wheatstoneschen Brücke. Drei Zweige enthielten reine Ohmsche Widerstände, die vierte den Kondensator, dessen elektrische Absorption untersucht werden sollte und parallel damit waren die festen Spulen eines Elektrodynamometers geschaltet. Im Querzweig befindet sich die bewegliche Spule des Elektrodynamometers. Die Widerstände in den Zweigdrähten seien R_1, R_2, R_3, R_4 und im Querzweig r, die Selbstinduktion im Zweig 1 sei L und im Querzweig l und die Kapazität im Zweig 1 sei c, so gilt als Bedingung dafür, dass kein Ausschlag des Elektrodynamometers stattfindet

$$R_1 = \frac{R_2 R_4}{R_3} + \left(\frac{l}{c} - b^2 lL\right) \cdot \frac{R_3 + R_4}{R_1(R_2+R_3) + r(R_3+R_4)},$$

wo R_1 der Ohmsche Widerstand im Zweig 1 bei Anwendung eines Wechselstroms mit der Periode $b/2\pi$ bedeutet, d. h. welche Energie in Zweig 1 gebraucht wird, abgesehen von der, welche zur Erhitzung des Drahtes dient, wird durch einen Wert R gegeben sein, welcher grösser ist, als der entsprechende für einen direkten Strom. Sei R_1 der Wert für den direkten Strom, so wird $R'_1 - R_1'$ der von elektrischer Absorption, Hysteresis, gegenseitiger Induktion oder sonstiger Arbeit herrührende Widerstand sein.

Die Periode des Stromes wurde mittels eines Chronographen ermittelt. Fehler, welche durch elektrostatische Wirkung und gegenseitige Induktion hervorgerufen wurden, wurden sorgfältig vermieden. Ausserdem wurden verschiedene andere Fehlerquellen untersucht und ihr Betrag bestimmt.

Zwei Arten von Kondensatoren wurden benutzt (Wachspapier und Glimmer). Es ergab sich, dass für den Wachspapier-Kondensator der Wert von A/T eine Konstante war, wenn A der Wert der elektrischen Absorption in Ohm und T die Periode des Stromes war, mit der t gemessen wurde. Für verschiedene Werte und Verhältnisse des Widerstandes in den Zweigen der Brücke war A/T konstant; dasselbe gilt für verschiedene elektromotorische Kräfte. Mit steigender Temperatur nimmt A/T stark zu. Für den Glimmer-Kondensator ergab sich eine nach oben schwach konkav gekrümmte Kurve, welche extrapoliert durch den Ursprung ging.

Eine ähnliche Anordnung wurde behufs Untersuchung der Kapazität angewandt. Die letztere wurde nämlich mit der Selbstinduktion einer Spule verglichen. In den einen Zweig eines Stromkreises wurde eine Spule und ein Satz von Spulen des Elektrodynamometers parallel geschaltet, im andern Zweige befand sich ein Kondensator und die andere Spule des Elektrodynamometers. Sind R_a und R_b die Widerstände der Zweige, c der Wert der Kapazität, L der Wert der Selbstinduktion in dem einen Zweig und l der der Elektrodynamometerspulen in dem andern, so gilt als Bedingung dafür, dass kein Ausschlag stattfindet

$$c = \frac{L}{R_a R_b}(1 - b^2 c l).$$

Bei der Untersuchung der elektrostatischen Wirkung der Windungen der Spule aufeinander ergab sich, dass eine Spule von 5,3 Henrys (238 cm Durchmesser, 3700 Windungen) eine elektrostatische Wirkung ausübte, welche einer Kapazität von ungefähr 0,006 M. F. entsprach. Wegen der Kleinheit dieser Grösse konnte bei dieser Untersuchung dies Korrektionsglied vernachlässigt werden. Durch eine Reihe von Messungen wurde festgestellt, dass die Grösse, um die R_a und R_b wegen der elektrischen Absorption korrigiert werden musste, sehr genau bestimmt werden konnte. Die Kapazität des Wachspapierkondensators enthielt ein Glied, welches etwas weniger schnell als die Quadratwurzel der Periode zunahm. Für eine Änderung der Periode von 0,015 bis 0,16 änderte sich die Kapazität von 7,480 bis 7,719 M. F.

2) Kurzschlüsse in Spulen. Die oben beschriebene Methode der Messung der elektrischen Absorption ist ausserordentlich geeignet, um Kurzschlüsse in Spulen aufzufinden. Man braucht nur den Kondensator durch eine Spule mit einem Durchmesser, welcher gleich dem der zu untersuchenden Spule ist, zu ersetzen. Die Brücke wird stromlos gemacht und die zu untersuchende Spule auf die andere gelegt. Findet in derselben ein Kurzschluss statt, so tritt sofort ein Ausschlag ein, welcher von der Zunahme des effektiven Widerstandes in diesem Zweige wegen der zur Hervorrufung des induzierten Stromes in der Spule verbrauchten Energie herrührt: mit Hilfe dieser Methode lässt sich leicht ein Kurzschluss, oder sogar ein partieller Kurzschluss zwischen zwei Windungen selbst in kleinen Spulen von dünnen Drähten nachweisen.

3) Verluste durch Hysteresis und Foucault-Ströme. Um die durch Hysteresis und Foucault-Ströme hervorgerufenen Verluste zu messen, wurde das Eisen in der Gestalt von Transformatorblech um eine Spule in Arm 1 der Brücke gelegt. Die Hysteresis ergiebt sich dann als ein Ohmscher Widerstand in einer ähnlichen Weise, wie bei der elektrischen Absorption. Der magnetisierende Strom und die Induktion im Eisen können dann leicht durch

eine kleine Probespule in Verbindung mit einem Elektrodynamometer gemessen werden und aus der Stromstärke und dem Hysteresis-Widerstand lässt sich der Energieverlust leicht berechnen.

Es ergiebt sich somit, dass wir hier eine ausgezeichnete Methode zur Untersuchung der elektrischen Absorption in Kondensatoren haben. Die Methode zur Untersuchung der Hysteresis eignet sich besonders für Wechselstrominstrumente, welche Eisen enthalten, da durch eine Messung des Hysteresis-Widerstandes in Verbindung mit der Selbstinduktion für die Stromstärke und Periode, bei welcher das Instrument gerade benutzt wird, alle Daten zur Berechnung ihrer Wirkung gegeben sind.

John Hopkins University, Baltimore.
6. Dezbr. 1900.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 28. Dezember 1900.)

Eine Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes von ultraviolettem Lichte.

Von W. Voigt.

Seit einiger Zeit wird in dem hiesigen physikalischen Institut eine zum Teil wenigstens neue Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes, besonders von ultraviolettem Licht angewendet. Da dieselbe sich bei der in Gang befindlichen Bestimmung der optischen Konstanten einiger Metalle für weite Bereiche der Wellenlängen recht gut bewährt hat und auch bei anderen Untersuchungen nützlich sein kann, will ich sie hier unter Zufügung der Grundzüge ihrer Theorie kurz auseinandersetzen; eine ausführlichere Darstellung wird an einer anderen Stelle gegeben werden.

Die Methode verlangt ausser einem Analysator (Nikol oder Planspiegel) zwei Doppelkeile aus Quarz (von ca. 15 mm im Quadrat Fläche). Der eine, der weiterhin N heisse, besteht aus zwei normal zur optischen Achse geschliffenen Keilen von gleichen Keilwinkeln, deren einer einem rechts- der andere einem linksdrehenden Krystall entnommen ist; der andere weiterhin mit P bezeichnete ist aus zwei gleichwinkeligen Keilen hergestellt, die parallel zur optischen Achse geschliffen sind, und zwar so, dass in dem einen die Achse parallel, in dem anderen normal zur Keilkante liegt. Die Keile jedes Paares sind derartig zusammengekittet, dass sie zwei planparallele Platten bilden, die beiden Platten N und P aber sind derartig zusammengefügt, dass die Grundflächen der beiden Paare einander parallel, ihre Keilkanten aber zu einander normal liegen. Um die Vorstellung zu fixieren, möge das Keilpaar P mit seinen Kanten parallel der Y-Achse, also vertikal und zwar genauer, so aufgestellt sein, dass für den Beschauer die relative Verzögerung $\delta = \xi - \eta$ eines horizontal polarisierten Strahles gegen einen vertikal polarisierten von links nach rechts zunimmt. Das Keilpaar N mit zur X-Achse parallelen, also horizontalen Keilkanten möge dagegen so stehen, dass die relative Verzögerung $\Delta = \varrho - \lambda$ eines rechts rotierenden gegen einen links rotierenden Strahl und somit die positive Drehung einer durch N hingehenden lineärpolarisierten Welle von unten nach oben wächst.

Die Erscheinung gestaltet sich etwas verschieden, je nachdem das zu untersuchende homogene, im allgemeinen Falle elliptisch polarisierte Licht zuerst die Platte N oder zuerst die Platte P trifft.

1. Trifft die Welle zuerst die Platte P, so stellt man sie am besten durch die zwei lineären Komponenten

$$u = a \cos(T - \alpha), \quad v = b \cos(T - \beta) \qquad 1)$$

nach den Koordinatenachsen dar, in deren Ausdrücken $T = 2\pi/\tau$ und τ die Periode ist, a, b, α, β aber Konstanten bezeichnen. Nach dem Durchgang durch P haben dieselben (wenn von der Schwächung durch Reflexion abgesehen wird) die Werte

$$u_1 = a \cos(T - \alpha - \xi), \quad v_1 = b \cos(T - \beta - \eta),$$

nach dem Durchgang durch N dagegen

$$u_2 = u_1 \cos\vartheta - v_1 \sin\vartheta, \quad v_2 = u_1 \sin\vartheta + v_1 \cos\vartheta,$$

wobei ϑ die Grösse des Drehungswinkels in der Platte N bezeichnet.

u_1, v_1 ergeben lineär polarisiertes Licht überall, wo gilt

$$(\alpha + \xi) = h\pi + (\beta + \eta)$$

$$\text{oder } \alpha - \beta = h\pi - (\xi - \eta),$$

was sich bei Einführung der früheren Bezeichnung δ und der Abkürzung $\alpha - \beta = \Theta$ auch schreibt

$$\delta + \Theta = h\pi. \qquad 2)$$

Da die Platte N den Charakter der Polarisation nicht ändert, so giebt die letzte Formel zugleich auch die Stellen an, wo das durch u_2 und v_2 charakterisierte aus N austretende Licht lineär schwingt.

Die lineäre Resultante aus u_1 und v_1 hat gegen die X-Achse ein Azimut χ, gegeben durch $tg\,\chi = b/a$; die Resultierende aus u_2 und v_2 liefert ein Azimut

$$\psi = \chi + \vartheta, \qquad 3)$$

worin ϑ die obige Bedeutung besitzt.

Da die Grössen χ und Θ durch den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes bestimmt sind, so wollen wir sie als gegebene Grössen betrachten und können dann das Verhalten des

aus der Plattenkombination $(P + N)$ austretenden Lichtes folgendermassen beschreiben (vgl. Fig. 1).

Es sei auf der Plattenkombination derjenige Punkt mit C bezeichnet, wo die Keile jedes Paares gleiche Dicke haben, wo die Kombination $(P + N)$ daher keine Wirkung übt. Durch diese Stelle werde horizontal die Achse der δ, vertikal die Achse der ϑ konstruiert. Zur ϑ-Achse zeichne man die beiden Parallelensysteme $\delta + \Theta = \pm 2 h \pi$ (in der Figur ausgezogen) und $\delta + \Theta = \pm (2 h + 1) \pi$ (punktiert); zur δ-Achse die Parallensysteme $\vartheta - \chi = \pm k \pi$ (ausgezogen) $\vartheta + \chi = \pm k \pi$ (punktiert). Dabei ist sowohl für h als für k die Reihe der positiven ganzen Zahlen zu setzen.

Das System der zur ϑ-Achse parallelen Geraden ist nach dem oben Gesagten der geometrische Ort lineärer Polarisation; die Schnittpunkte der beiden gleich gezeichneten Linienscharen geben die Orte, denen ein Azimut $\psi = \pm n \pi$ entspricht; zwischen ihnen in der Mitte liegen die Azimute $\psi = \pm (2n + 1) \pi/2$.

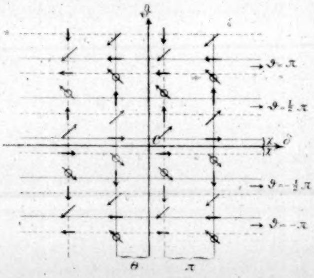

Fig. 1.

Fig. 1 giebt eine Vorstellung von der Verteilung; die angebrachten Pfeile veranschaulichen die Polarisationsazimute des aus der Plattenkombination $(P + N)$ austretenden lineärpolarisierten Lichtes.

Betrachtet man die Plattenkombination durch den Analysator, so wird dasjenige System diskreter Punkte absolut dunkel erscheinen, für welches die entsprechende Polarisationsrichtung zu derjenigen des Analysators normal steht; halbiert z. B. die Polarisationsrichtung des Analysators den ersten Quadranten, so werden die in der Figur mit ⊙ bezeichneten Stellen dunkel sein. Eine Drehung des Analysators lässt die Nullstellen auf den vertikalen Geraden wandern.

Hält man den Analysator in seiner Stellung fest und verändert stetig den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes, d. h. die Grössen von Θ und χ, so verschieben sich die dunkeln Stellen in allgemeinerer, aber aus dem oben Gesagten leicht ersichtlichen Weise. Dabei können sie sich gelegentlich ausdehnen oder zusammenziehen; insbesondere verschmelzen sie in dem speziellen Fall, dass das einfallende Licht lineär nach einer der Hauptrichtungen der Platte P polarisiert ist, in äquidistante horizontale Streifen.

Geht man von einem beliebig gewählten Normalzustand des einfallenden homogenen Lichtes aus, z. B. von Licht, welches lineär nach dem Azimut $+45^0$ polarisiert ist und stellt hierfür die Lage einer Reihe von Nullstellen der Intensität auf dem Plattenpaar $(P + N)$ fest — etwa indem man ihre Koordinaten in Bezug auf ein auf der Platte aufgezeichnetes zu δ und ϑ paralleles Koordinatenkreuz X und Y misst, so kann man den Polarisationszustand beliebig gegebenen auf das System $(P + N)$ auffallenden Lichtes gleicher Farbe in einfachster Weise ableiten, indem man die diesem zugehörigen Lagen der Nullstellen bestimmt. Die Verschiebungen der Nullstellen gegen ihre Normallagen parallel zur X- und Y-Achse gestatten in der That, wie die vorstehende Theorie der Erscheinung zeigt, sowohl das Achsenverhältnis als die Lage der Schwingungsellipse des untersuchten Lichtes zu berechnen.

Am bequemsten ist es, wenn man die mit dem Achsenkreuz versehene Austrittsfläche des Systemes $(P + N)$ mit Hilfe des hindurchgehenden Lichtes p h o t o g r a p h i e r t. Bei hinreichend langem Exponieren bilden die Nullstellen der Intensität auf dem Negativ sehr kleine helle Flecke, deren Koordinaten relativ zu dem XY-Achsenkreuz sich mit recht erheblicher Genauigkeit ausmessen lassen. Die Methode gestattet mit Quarzlinsen und mit Nikolschen Prismen die Anwendung bis nahe an die Wellenlänge $\lambda = 0,3\ \mu$.

Auf die Fehlerquellen der Methode und ihre Elimination wird an einer anderen Stelle eingegangen werden.

2. Trifft die einfallende Welle zuerst die Platte N, so stellt man sie für unsere speziellen Zwecke am einfachsten als die Resultierende aus zwei zirkularpolarisierten Schwingungen dar, indem man schreibt

$$
\begin{aligned}
u &= \quad m \cos (T - \mu) + n \cos (T - \nu), \\
v &= - m \sin (T - \mu) + n \sin (T - \nu);
\end{aligned} \tag{4}
$$

dabei entsprechen die ersten Glieder einer r e c h t e n, die zweiten einer l i n k e n Rotation. Nach dem Durchgang durch die ganze Kombination $(N + P)$ wird hieraus bei Benutzung der früheren Bezeichnungen

$$
\begin{aligned}
u_2 &= \quad m \cos (T - \mu - \varrho - \xi) \\
&\quad + n \cos (T - \nu - \lambda - \xi), \\
v_2 &= - m \sin (T - \mu - \varrho - \eta) \\
&\quad + n \sin (T - \nu - \lambda - \eta).
\end{aligned} \tag{5}
$$

Die Bedingung dafür, dass die hierdurch gegebene Schwingung linear ist, lautet

$$(n^2-m^2)\,ctg(\xi-\eta)=2mn\sin((\mu-\nu)+(\varrho-\lambda)); \quad 6)$$

ist sie erfüllt, so hat die Polarisationsrichtung ein Azimut ψ gegen die X-Achse, gegeben durch

$$7)\quad (m^2+n^2)\cos 2\psi=+2mn\cos((\mu-\nu)+(\varrho-\lambda)).$$

Kürzt man ab

$$8)\quad \frac{n^2-m^2}{2mn}=D,\quad \frac{m^2+n^2}{2mn}=S,$$

wobei

$$9)\quad S^2-D^2=1 \text{ also } S^2>1$$

ist, und

$$10)\quad \xi-\eta=\delta,\quad \varrho-\lambda=\Delta,\quad \mu-\nu=\varphi,$$

so erhält man

$$11)\quad D\,ctg\,\delta=\sin(\varphi+\Delta),$$

$$12)\quad S\cos 2\psi=\cos(\varphi+\Delta).$$

Führt man, wie oben, auf dem Plattenpaar $(N+P)$ ein Koordinatensystem ein mit dem Anfang im wirkungslosen Punkt C der Kombination, und trägt man auf der Abscissenachse die Verzögerungen δ, auf der Ordinatenachse aber die Verzögerungen Δ (die das Doppelte der früher benutzten Drehungen ϑ darstellen) auf, so kann man die durch die Gleichung (11) dargestellten Kurven linearer Polarisation folgendermassen konstruieren (s. Fig. 2).

D und φ sind durch den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes bestimmt, also als gegeben anzusehen. Man ziehe nun zur δ-Achse zwei Systeme von Parallelen mit den Gleichungen $\varphi+\Delta=+k\pi$ (in der Figur eingezogen); und $\varphi+\Delta=\pm(2h+1)\pi/2$ (punktiert). Diese kreuze man durch zwei Systeme von Parallelen zur Δ-Achse von den Gleichungen $\delta=\pm(2h+1)\pi/2$ (ausgezogen) und $\delta=\pm h\pi$ (punktiert).

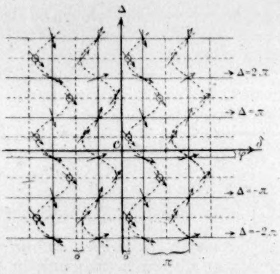

Fig. 2.

Es genügen dann die Schnittpunkte der beiden Scharen ausgezogener Graden der Gleichung (11), gehören also den Kurven linearer Polarisation zu. Ein anderes System ihrer Punkte erhält man, wenn man auf den Geraden $\varphi+\Delta=(4h+1)\pi/2$ die Punkte $tg\,\delta=D$ und auf den Geraden $\varphi+\Delta=(4h+3)\pi/2$ die Punkte $tg\,\delta=-D$ aufträgt. Die Strecke σ in der Figur soll dabei den zwischen 0 und $\frac{1}{2}\pi$ liegenden Wert von $arctg\,D$ (positives D vorausgesetzt) darstellen.

Nach Festlegung dieser Punkte giebt die Diskussion der allgemeinen Formel (11) den Verlauf der Kurven linearer Polarisation etwa so, wie sie in der Figur 2 eingetragen sind.

Das Polarisationsazimut ψ, das den Punkten dieser Kurven entspricht und das man zwischen die Grenzen $+\frac{1}{2}\pi$ und $-\frac{1}{2}\pi$ einschliessen kann, folgt dabei aus der Gleichung (12); setzt man in ihr $1/S=\cos 2\omega$, wobei $0<\omega<\frac{1}{4}\pi$ sein möge, so ergeben sich für ψ die Umgleichungen $\omega<\psi<\frac{1}{2}\pi-\omega$ und $-\omega>\psi>-\frac{1}{2}\pi+\omega$. Auf jeder der in Figur 2 gezeichneten Kurven schwankt ψ einer dieser Umgleichungen gemäss und zwar finden die Werte $\psi=+\omega$ für $\varphi+\Delta=2h\pi$, die Werte $\psi=+(\frac{1}{2}\pi-\omega)$ für $\varphi+\Delta=(2h+1)\pi$, die Werte $\psi=+\frac{1}{2}\pi$ für $\varphi+\Delta=(2h+1)\pi/2$ statt.

Auf welchen Kurven das eine, auf welchen das andere Wertsystem Geltung hat, erkennt man am einfachsten aus den Formeln (5), indem man sie auf die Schnittpunkte beider Kurvenscharen mit der Geraden $\varphi+\Delta=0$ anwendet, die bei $\delta=+(2h+1)\pi/2$ liegen. Nach (10) ist in denselben

$$\mu+\varrho=\nu+\lambda=\varkappa,\quad \xi=\eta+(2h+1)\pi/2, \quad 13)$$

wobei $\varkappa$ eine Abkürzung ist. Für diese Werte nimmt das System (5) die Gestalt an

$$\begin{aligned} u_2&=(m+n)\cos(T-\varkappa-\xi)\\ v_2&=-(m-n)\sin(T-\varkappa-\xi+(2h+1)\pi/2). \end{aligned} \quad 14)$$

Das letztere giebt für $2h+1=4k+1$:

$$v_2=+(m-n)\sin(T-\varkappa-\xi),$$

für $2h+1=4k+3$ aber:

$$v_2=-(m-n)\sin(T-\varkappa-\xi).$$

Sind m und n positiv, so folgt aus der obigen Annahme $D>0$ auch $n>m$; in diesem Falle zeigen die Kurven, welche die Geraden $\delta=(4h+1)\pi/2$ schneiden, die negativen, die durch die Geraden $\delta=(4h+3)\pi/2$ gehenden die positiven Azimute. Dieser Fall ist in Figur 2 veranschaulicht.

Betrachtet man die Plattenkombination $(N+P)$ durch einen Analysator, so erscheinen die Stellen dunkel, aus denen lineärpolarisiertes Licht von gegen den Nikol gekreuzter Polarisationsebene austritt. Dergleichen giebt es jetzt aber nur dann, wenn das Azimut Ψ des Analysators einer der Umgleichungen

$$-(\tfrac{1}{4}\pi-\omega)<\Psi<(\tfrac{1}{4}\pi-\omega)$$

oder

$$(\tfrac{1}{4}\pi+\omega)<\Psi<(\tfrac{3}{4}\pi-\omega)$$

genügt. Ist das Azimut Ψ z. B. gleich $\frac{1}{4}\pi$, so sind die in Figur 2 mit ⊙ bezeichneten Stellen dunkel. Dreht man den Analysator stetig in

positiver Richtung, so wandern die dunkeln Stellen im Sinne wachsender ψ auf den Kurven lineärer Polarisation; sind dabei die extremen ψ erreicht, so gehen die Dunkelstellen als Orte kleinster, aber nicht verschwindender Intensität von einem Kurvensystem zum Nachbarsystem über und tauchen dort als Nullstellen wieder auf, wenn der Analysator die betreffende Stellung erreicht hat.

Das Vorstehende zeigt, dass die Plattenkombination $(N+P)$ eine ganz ähnliche Verwendung gestattet, wie oben für die Kombination $(I+N)$ geschildert ist, wenn man nur das Azimut des Analysators geeignet wählt.

Man kann durch Anwendung eines bekannten Polarisationszustandes des einfallenden Lichtes zunächst Normallagen für die Nullstellen der Intensität festlegen und wird aus der Verschiebung der Nullstellen, die bei dem zu untersuchenden Lichte eintritt, auf dessen Polarisationszustand schliessen können. Dabei wird die Photographie der Austrittsfläche des Präparates $(N+P)$ mit dem darauf markierten Achsenkreuz vorteilhaft zu verwenden sein. Es scheint indessen die erste beschriebene Anordnung für die numerische Berechnung einige Vorteile gegenüber der zweiten zu besitzen.

Göttingen, Januar 1901.

(Eingegangen 27. Januar 1901.)

Über die bei Blitzentladungen erreichte Stromstärke.

Von F. Pockels.

Im Anschluss an eine Untersuchung über die Magnetisierung basaltischer Gesteine habe ich früher nachgewiesen[1]), dass der im Basalt erzeugte remanente Magnetismus nur von dem Maximum der magnetisierenden Feldintensität abhängt, auch wenn letztere nur sehr kurze Zeit andauerte, und dass man also im stande ist, aus dem in einem Basaltstabe erzeugten remanenten magnetischen Moment auf die maximale Stromstärke sehr schnell verlaufender elektrischer Ströme, z. B. nicht oszillierender Batterieentladungen, zu schliessen. Ich habe (l. c. S. 474) darauf hingewiesen, dass hierdurch insbesondere ein Mittel gegeben sei, um die bei Blitzschlägen erreichte Stromsträrke zu bestimmen. Hat sich nämlich ein Basaltstab in solcher Lage zu einem Blitzableiter befunden, dass die Längsrichtung des Stabes senkrecht zu der durch seinen Mittelpunkt und die (auf längere Erstreckung geradlinige) Leitung gelegten Ebene ist, und hat der Basaltstab, nachdem eine Blitzentladung durch den Ableiter gegangen war, dasselbe magnetische Moment (in Richtung seiner Längsachse) eingenommen, welches er in einem homogenen Magnetfelde von der Intensität $\mathfrak{H}$ erhalten hätte, so ergiebt sich, bei Berücksichtigung des kreisförmigen Kraftlinienverlaufes, die Maximalstärke des Entladungsstromes[1])

$$i = \frac{5\,l}{2\,arctg\left(\frac{l}{2a}\right)} \cdot \mathfrak{H} \text{ Ampère},$$

wo l die Länge des Stabes, a den Abstand seiner Mitte von der Achse des Blitzableiters bezeichnet. Die Beziehung zwischen dem magnetischen Moment und $\mathfrak{H}$ muss durch Versuche mit bekannten Feldstärken festgestellt sein. Für Basalt aus dem Tharandter Wald hatte ich als Mittelwerte des remanenten Momentes der Volumeinheit aus den Beobachtungen an 5 Stäben gefunden

$$\text{für } \mathfrak{H} = 100 \quad 190 \quad 310$$
$$m_r = 0{,}1434 \quad 0{,}3616 \quad 0{,}5246.$$

Aus diesem Material hergestellte rechteckige Stäbe von 4 cm Länge, 2 cm Breite und 1,5 cm Dicke wurden an den Blitzableitern von Aussichtstürmen und anderen exponierten Gebäuden an zahlreichen Orten in der oben bezeichneten Lage befestigt. Jedoch waren bisher an den betreffenden Orten keine Blitzschläge erfolgt, oder die Stäbe von Unberufenen wieder entfernt worden und verloren gegangen. Kürzlich erhielt ich aber durch Herrn Chistoni in Modena einige Stäbe zugeschickt, welche derselbe am Turme des Observatoriums auf dem Monte Cimone im Appenin ausgelegt hatte. Dieselben waren nacheinander an einer der beiden gleichen Ableitungen der Auffangstangen im 6,4 cm Abstand angebracht, und einer *(A)* war nachweislich durch einen Blitzschlag am 22. Juli, ein zweiter *(C)* durch vier Blitzschläge in der Nacht vom 26./27. August 1900 magnetisiert worden. Ein dritter zeigte nur sehr schwache Magnetisierung, welche vermutlich von den schwachen Entladungen, wie sie sich dort häufig als St. Elmsfeuer zeigen, herrührte.

Die Untersuchung des Stabes A ergab

$$m_r = 0{,}52, \text{ entsprechend } \mathfrak{H} = 303, \ \underline{i = 10200},$$

diejenige des Stabes C:

$$m_r = 0{,}312, \text{ entsprechend } \mathfrak{H} = 166, \ \underline{i = 5530}.$$

Diese Stromstärken dürften, da die Leitung symmetrisch geteilt war, annähernd die Hälfte der Maximalstromstärke der betreffenden Blitze darstellen, so dass diese bei dem Blitze vom 22./7. ca. 20000 Ampère betragen hätte; im Falle des Stabes C ist nach den bei meinen Versuchen mit Batterieentladungen gemachten

1) F. Pockels, Wied. Ann. 65, 458, 1898. Meteorolog. Zeitschr. S. 42, 1898.

1) Vgl. Meteorolog. Zeitschr. S. 42, 1898.

Erfahrungen anzunehmen, dass die gefundene Stromstärke von $2 \cdot 5500 = 11000$ Ampère dem stärksten der vier stattgehabten Blitzschläge zukam, gleichgültig, ob dieselben gleich oder entgegengesetzt gerichtet waren. Diese Zahlen werden aber noch etwas zu klein sein, da die Stäbe erst mehrere Monate nach ihrer Magnetisierung in meine Hände kamen, und da nach früheren Beobachtungen eine wenn auch langsame Abnahme des magnetischen Momentes von selbst eintritt, welche durch etwaige Erschütterungen, denen die Stäbe ausgesetzt werden, noch befördert wird.

(Eingegangen 3. Februar 1901.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über die Atmosphäre der Erde und der Planeten.

Von M. v. Smoluchowski.[1])

Über die Zustände in den höheren Atmosphärenschichten, namentlich auch über die Frage, ob die Gashülle der Erde begrenzt ist, und ob auf anderen Himmelskörpern eine Atmosphäre vorhanden ist, herrschen noch so verworrene Ansichten, dass es wünschenswert scheint, zu untersuchen, inwieweit man durch rein theoretische Erwägungen zu einer kritischen Sichtung der diesbezüglichen Hypothesen gelangen kann. Solche Betrachtungen, nicht aber eine Zusammenstellung der bisherigen experimentellen Ergebnisse [siehe diesbezügl. z. B Günther Geophysik] bilden den Zweck dieser Zeilen.

Wäre die Erdatmosphäre ein ruhendes Gas von gleichförmiger Temperatur, so wäre der Druck in der Entfernung r vom Mittelpunkte gegeben durch die Formel

$$p = p_0 \, e^{-\frac{ga}{R\Theta_0}\left(1-\frac{a}{r}\right)}$$

wo a den Erdradius, R die Gaskonstante bedeutet. Daraus würde sogar für unendliche Entfernung eine endliche Dichte folgen, nämlich $\varrho = \varrho_0 \cdot 10^{-356}$, und die Gesamtmasse wäre natürlich unendlich (Mascart C. R. 114).

Nach Melanderhjelm und Laplace soll jedoch die Centrifugalkraft der Erdrotation eine Begrenzung der Gasmasse bewirken; dort wo dieselbe der Schwerkraft das Gleichgewicht hält, wäre die Grenzfläche zu suchen. Verlangt man nun Gleichheit der Kräfte für die Richtung der Centrifugalkraft, so erhält man als Grenzfläche eine Kugel mit einem Radius $r = \sqrt[3]{\frac{g a^2}{\omega^2}} = 42000$ km, dagegen eine Fläche $r^3 = \frac{g a^2}{\omega^2 \cos^2 \Theta}$, wenn man die Gleichgewichtsbedingung für die Richtung der Schwerkraft aufstellt. In beiden Fällen verbleiben natürlich unkompensierte Komponenten.

Darin, dass diese Komponenten, sowie die Druckkräfte, welche in dem Gase bestehen müssen, nicht berücksichtigt werden, liegt offenbar der prinzipielle Fehler dieser Berechnungen.

Man muss also nach Neumann die Gleichung der Hydrostatik $\int \frac{dp}{\varrho} = U$ zu Hilfe nehmen und darin das Potential der Centrifugalkraft und der Gravitation einführen, wodurch man erhält:

$$p = p_0 \, e^{-\frac{1}{R\Theta}\left[ga\left(1-\frac{a}{r}\right) - \frac{\omega^2 r^2 \cos^2\varphi}{2}\right]}$$

Die Niveauflächen bilden drei Systeme; für kleine r sind sie annähernd ellipsoidisch bis zur Fläche kleinsten Druckes mit dem früher erwähnten Äquatorial-Radius $r_0 = \sqrt[3]{\frac{g a^2}{\omega^2}}$ und einem Polarradius $r = \frac{2}{3} r_0 = 28000$ km. Für grössere r entstehen zwei ins Unendliche reichende Systeme, von denen das eine (in Richtung der Äquators gelegene) jedoch wieder wachsenden Drucken entspricht. Man müsste also jene Fläche als Grenzfläche ansehen, da man nicht annehmen kann, dass die ganze Weltatmosphäre mit der Erde mitrotiert.

Auerbach (Winkelm. Handb. I, S. 527) bestreitet überhaupt die Berechtigung der Annahme, dass die Atmosphäre als Ganzes mitrotiert, da nach obiger Formel für $r = a$ am Äquator ein viermal so grosser Druck sich ergiebt als am Pole, was mit der Erfahrung in Widerspruch steht.

Dieser Einwand ist aber ungerechtfertigt, da wir ja am Äquator den Druck nicht in der Entfernung a, sondern in einer um 21 km grösseren (wegen der Erd-Abplattung) messen. Überhaupt ist ein derartiger Widerspruch nicht möglich, da ja den hydrostatischen Gleichungen zufolge die Grenzfläche zweier Flüssigkeiten (Wasser und Luft) eine Fläche konstanten Druckes sein muss.

1) Auszug aus einer Abhandlung gleichen Titels, erschienen in dem anlässlich der 500jährigen Gründungsfeier der Krakauer Universität von der Lemberger Universität herausgegebenen Jubiläumswerke.

Dagegen muss man gegen jene Berechnung zwei Einwände anderer Art erheben:

1. Auch in jener Grenzfläche ist der Druck noch nicht Null, sondern $p = 10^{-175} p_0$. Auch dies müsste durch den Gegendruck einer äusseren ruhenden „Himmelsatmosphäre" äquilibriert werden, dann käme jedoch infolge innerer Reibung ein Geschwindigkeitsgefälle zu stande, welches die ganze Rechnung hinfällig macht.

2. Es wurde die Ungleichförmigkeit der Temperatur nicht berücksichtigt, welche auf die Druckverteilung einen viel grösseren Einfluss ausübt, als die Centrifugalkraft.

Auf die Wichtigkeit dieses letzteren Faktors wurde schon 1819 von G. Schmidt [Gilberts Ann. 62] hingewiesen; die in jener Arbeit durchgeführte Berechnung der „Höhe der Atmosphäre" zu 6.6 bis 27.5 g. M., welche auf unbegründeter Extrapolation einer empirischen Temperaturformel beruht, ist jedoch wertlos.

Die erste rationelle Theorie dieser Art, die bekannte Theorie des „konvektiven", „indifferenten" oder „adiabatischen" Gleichgewichtes, verdanken wir Lord Kelvin. Kelvin nimmt an, dass Wärmeleitung und Strahlung in Anbetracht der Geschwindigkeit der atmosphärischen Cirkulation von so geringem Einfluss sind, dass im wesentlichen die Formel für adiabatische Zustandsänderungen $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^k$ zutreffen wird, mit Hilfe deren die hydrostatischen Gleichungen ergeben:

$$\frac{\Theta}{\Theta_0} = 1 - \frac{k-1}{k} \frac{g a}{R\Theta_0} \left[1 - \frac{a}{r}\right]$$

für kleine Erhebungen $x = r - a$ annähernd:

$$\frac{\Theta}{\Theta_0} = 1 - \frac{k-1}{k} \frac{g x}{R\Theta_0}$$

Nun wäre gemäss dieser Formel schon in einer Höhe von 29 km der absolute Nullpunkt der Temperatur erreicht (unter Voraussetzung $\Theta_0 = 10^0$ C.) Da aber die Temperatur überhaupt nicht negativ werden kann, so müssten also die Anhänger der „begrenzten Atmosphären"-Theorie in dieser Höhe die Grenze der Atmosphäre annehmen, obwohl allerdings Kelvin selber sagt: „Es schien mir immer höchst unwahrscheinlich, dass überhaupt eine Grenze der Atmosphäre existiert, und gewiss kann sie nicht in so geringer Höhe liegen". (Math. Phys. Papers III, S. 256.)

Kelvin selbst weisst auf den Einfluss der Strahlung und der Abweichungen vom Boyle-Charlesschen Gesetz hin, welche das obige Resultat modifizieren müssten. In der That ist es ja wohl unzweifelhaft nachgewiesen, dass unsere Atmosphäre noch in Höhen von mehr als 200 km hinreichend dicht ist, um Meteore erglühen zu machen; dass aber Kelvins Erklärung nicht in jeder Beziehung ausreichend ist, werden wir weiter unten nachweisen.

Bekanntlich widerspricht die Formel auch in Bezug auf die Grösse des Temperaturgradienten $\frac{d\Theta}{dx}$, der sich zu 1^0 pro 100 m ergiebt, den zahlreichen auf Bergen und bei Ballonfahrten gemachten Erfahrungen, welche für die unteren Atmosphärenschichten im Mittel ca. 0.58 pro 100 m ergeben haben.

Dies wird von Kelvin, in Ausführung eines Gedankens von Joule, durch den Einfluss der Kondensationswärme des Wasserdampfes erklärt, infolge deren die bei der Ausdehnung der Luft erfolgende Abkühlung vermindert wird. So müsste ein mit Dampf gesättigter aufsteigender Luftstrom z. B. bei der Temperatur $\Theta = 0$ einen Temperaturgradienten $\frac{d\Theta}{dx} = 0.66^0$, bei $\Theta = 10$, $\frac{d\Theta}{dx} = 0.54^0$ aufweisen. Gegen die Allgemeingültigkeit dieser Erklärung erheben sich jedoch manche Bedenken. So setzt sie voraus, dass Kondensation thatsächlich eintritt, kann sich also auf wolkenfreie Schichten der Atmosphäre nicht beziehen; in anticyklonalen Gebieten kann sie schon gar nicht zutreffen, während auch dort ein ähnlicher Temperaturgradient gefunden wird und überhaupt ergiebt sich der beobachtete Temperaturgradient immer noch erheblich kleiner als die berechneten Werte.

Als Beispiel möchte ich einige dem jüngst erschienen Schriftchen Bezolds: „Theoretische Betrachtungen über die Ergebnisse der wissenschaftlichen Luftfahrten" entnommene Zahlen anführen, welche Mittelwerte aus den zahlreichen in Assmanns und Bersons Werke: „Wissenschaftliche Luftfahrten" gesammelten Beobachtungsdaten bilden, nebst den für einen feuchten aufsteigenden Luftstrom (von der Anfangstemperatur 10^0) geltenden theoretischen Werten, welche ich nach Kelvins Methode beiläufig berechnet habe.

Temperaturgradient (Mittelpunkttemperatur am Erdboden $\Theta_0 = 10.3^0$):

Höhenschichte	0—1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000 m
Mittel	0.49	0·50	0·54	0·53	0·64	0·69	0·68	0·72	0·80	0·80
Cyklonal	0·59	0.59	0·55	0·59	0·75					
Anticyklonal	0·36	0·46	0·51	0·48	0·55					
Berechnet nach Kelvin	0·58	0·62	0·70	0·76	0·87					

Der Einfluss der Kondensationswärme wird bei wachsender Höhe, also abnehmender Temperatur, wegen der raschen Abnahme des Dampfgehaltes immer kleiner, und es sollte sich der Gradient dem Werte 1^0 für trockene Luft nähern; dies findet auch thatsächlich statt — wodurch die früheren Beobachtungen von Glaisher, die Formeln von Mendelejeff etc. als unrichtig erwiesen sind —, aber in viel geringerem Maasse, als theoretisch zu erwarten wäre.

Es scheint nach alledem, dass bei dieser Erscheinung doch auch noch andere Faktoren, also vor allem die Strahlung, in erheblichem Maasse mitspielen; dabei wäre nicht nur die Absorption der Sonnenstrahlung in der freien Atmosphäre, am Erdboden und in den Wolken, sondern auch der gegenseitige Wärmeaustausch der verschiedenen Atmosphärenschichten und die Ausstrahlung in den Weltraum zu berücksichtigen.

So erklärt Bezold (loc. cit.) den geringen Wert des Temperaturgefälles über dem Erdboden durch die zeitweise überwiegende Ausstrahlung des Erdbodens, infolge deren häufig sogar eine „Temperaturumkehr" eintritt, während die entsprechende Erwärmung der unteren Schichten durch Bestrahlung des Erdbodens keine analoge Verminderung des Temperaturgradienten hervorrufen kann, da der Zustand labil wird, sobald letzterer den Wert 1.0^0 (pro 100 m) übersteigt. [Für grössere Höhen ist aber diese Erklärung wohl nicht ausreichend. (Zusatz d. Verf.)]

Es drängt sich nun die Frage auf, inwiefern diese beiden Faktoren, die Kondensationswärme des Wasserdampfes und die Strahlung, auch das früher erwähnte merkwürdige Resultat, dass eine Begrenzung der Atmosphäre und zwar bereits in sehr geringer Höhe stattfinden muss, zu modifizieren vermögen.

Diesbezüglich wurde schon von Ritter (siehe weiter unten) nachgewiesen, dass der Wasserdampfgehalt der Luft nur eine relativ geringe Erhöhung der betreffenden Grenzschichte bewirken kann, da sein Einfluss nur in den untersten warmen Schichten zur Geltung kommt.

Um über den Einfluss des zweiten Faktors eine Vorstellung zu gewinnen, habe ich ein Beispiel berechnet, in welchem derselbe im Vergleich mit der Wirklichkeit noch bedeutend übertrieben ist, nämlich die Temperaturverteilung in einem (mit der Geschwindigkeit u_0 im Niveau $x = o$) aufsteigenden Luftstrom, welcher pro cm^3 die Sonnenwärme (in mechanischem Maasse) $S\varrho = \mathfrak{J} a s \varrho$ absorbiert [a = Absorptionskoeffizient, von der Grössenordnung $a = 0.00033$, s = Sonnenstrahlung = ca. 0.05], wobei also die Abkühlung infolge Ausstrahlung gar nicht berücksichtigt wird. Die Integration der betreffenden Differentialgleichung ergiebt als „kritische Höhe" [für $\Theta = o$]:

$$\varkappa = \frac{k}{k-1} \frac{\Theta_0 R}{g} \left[1 + \frac{k-1}{k} \frac{S}{u_0 g} \right]$$

Also würde die Strahlung bei Einsetzung plausibler Werte für u_0 nur eine geringe Erhöhung bewirken $\left(\text{z. B. ca. } 5\% \text{ für } u_0 = 10 \frac{cm}{sec}\right)$, jedenfalls aber das Resultat, dass es eine Grenze giebt, nicht ändern.

Es bleibt also noch zu untersuchen, inwieweit die Abweichung der Luft vom idealen Gaszustande diese Verhältnisse ändern wird.

Diesbezüglich hat Ritter eine beachtenswerte Theorie entwickelt, indem er berücksichtigte, dass ein aufsteigender Luftstrom unter Voraussetzung des rein adiabatischen Zustandes wegen successiver Abkühlung in genügender Höhe den Verflüssigungspunkt der Luft erreichen muss, so dass von dort an eine Verminderung des Temperaturgefälles eintritt, ähnlich aber in höherem Maasse wie in mit Wasserdampf gesättigter Luft.

Ritter berechnete die Höhe einer solchen Atmosphäre, da die betreffenden Daten für Luft fehlten, unter Annahme der auf Wasserdampf bezüglichen Zahlen zu 349 km. Abgesehen von der hierdurch entstehenden Unsicherheit[1]), ist gegen die Berechnung einzuwenden, dass sie ein Mitführen der kondensierten Flüssigkeitströpfchen voraussetzt, was bei den höheren Kondensationsgraden offenbar nicht möglich ist. Auch müsste der ganze Himmel mit „Luftwolken" bedeckt erscheinen, was thatsächlich nicht stattfindet. Auf diesen Punkt werden wir übrigens später noch zu sprechen kommen. Vorderhand müssen wir festhalten, dass die Berücksichtigung der Kondensationserscheinungen zwar die Grenze der Atmosphäre hinausschiebt, aber die Folgerung, dass es eine solche Grenze giebt, nicht zu beseitigen vermag.

Demgegenüber ist zu bemerken, dass einfache, auf die kinetische Gastheorie gestützte Erwägungen zu einem ganz entgegensetzten Resultate führen. Sobald ein Molekül eine grössere Geschwindigkeit erlangt, als $V = \sqrt{2ga}$, d. i. ca. 11 km, muss es auf hyperbolischer Bahn sich von der Erde in den Weltraum hinaus entfernen (falls es nicht vorher mit einem anderen Molekül zusammenstösst!).

Da nun im Gase alle möglichen Geschwindigkeiten vertreten sind, wird die Erdatmosphäre fortwährend solche Teilchen verlieren; dieselben werden sich ausserhalb der Sphäre

1) In Wasserdampf würde die Kondensation vom O-Punkte an beginnen; in Luft tritt sie (nach Olszewski) z. B. bei 4 mm Druck erst bei — 211^0 ein.

der Erdanziehung bewegen, dort mitunter kollidieren, eventuell wieder auf die Erde zurückfallen etc., kurz ein Medium bilden, welches denselben Gascharakter hat wie die Erdatmosphäre. So führt uns, wie schon M. P. Rudzki [Zapiski mat. obszcz. Odessa 15 (1893) S. 71] hervorhebt, die kinetische Gastheorie zu dem Resultate, dass die Atmosphäre unbegrenzt ist. Es können kolossale Dichtigkeits- und Temperaturunterschiede bestehen, aber überall muss es Gas von einer endlichen Dichtigkeit geben, und fortwährend muss ein allseitiger Austausch der Moleküle vor sich gehen. [Auf die diesbezüglichen Untersuchungen Stoneys werden wir am Schlusse noch zu sprechen kommen.]

Nun kann aber die kinetische Gastheorie in diesen Dingen unmöglich mit den allgemeinen hydromechanischen und thermodynamischen Gleichungen in Widerspruch stehen, da letztere aus ihr abgeleitet werden können. Somit müssen wir bei den früheren Überlegungen einen ausschlaggebenden Faktor ausser acht gelassen haben.

In dem Mechanismus der Gastheorie sind nun implicite schon zwei Erscheinungen enthalten, welche wir bisher nicht berücksichtigt haben: die Wärmeleitung und die innere Reibung. Wäre die Atmosphäre in Ruhe, so wäre auch nach der kinetischen Gastheorie der isotherme Zustand der einzig mögliche Gleichgewichtszustand[1]) — die so sehr verbreitete Meinung, dass die Gastheorie in diesem Falle das der adiabatischen Gleichung entsprechende Temperaturgefälle liefere[2]), beruht auf Fehlschlüssen. In Anbetracht der thatsächlich stattfindenden Cirkulation ist jedoch die Wärmeleitung ganz zu vernachlässigen, und wir würden jenen „adiabatischen" Zustand erhalten, — wenn nicht überdies die innere Reibung vorhanden wäre.

Bezüglich der inneren Reibung scheint die Ansicht zu herrschen, dass man ihren Einfluss bei derartigen Fragen der atmosphärischen Cirkulation vernachlässigen kann, seitdem Helmholtz gezeigt hat, wie ausserordentlich geringfügig der Reibungswiderstand ist, welchen die Atmosphärenschichten bei ihrer horizontalen Bewegung erfahren.

Hier jedoch verhält sich die Sache ganz anders, es kommt nicht die Reibung paralleler Schichten bei tangentialer Bewegungs-Richtung in Betracht, sondern bei normaler Richtung der Strömung, nebst der mit Volumänderung verbundenen Reibung.

Um sich über diese Verhältnisse klar zu werden, muss man auf die Grundformeln reibender Flüssigkeiten zurückgreifen, welche hier jedoch eine etwas kompliziertere Gestalt annehmen, da man auch den Reibungskoeffizienten μ als veränderlich betrachten muss. Ausserdem ist die „Temperaturgleichung" zu modifizieren durch Berücksichtigung des wärmenden Einflusses der Reibung, welcher durch die „Dissipationsfunktion" (siehe z. B. Lamb, Hydrodynamics S. 518) bestimmt wird.

So erhält man [wenn μ proportional der Temperatur gesetzt wird $\mu = \gamma \Theta$[1])] für die stationäre vertikale Bewegung einer Luftsäule (bei Vernachlässigung der kinetischen Energie) die Bewegungsgleichung:

$$g = -R \frac{d\Theta}{dx} + \frac{\Theta R}{u} \frac{du}{dx} + \frac{4}{3} \frac{\gamma}{b} u \frac{d}{dx}\left[\Theta \frac{du}{dx}\right]$$

und die Temperaturgleichung:

$$\frac{c}{A} \frac{d\Theta}{dx} + \frac{R\Theta}{u} \frac{du}{dx} = \frac{4}{3} \frac{\gamma}{b} \Theta \left(\frac{du}{dx}\right)^2,$$

wobei b das Produkt aus Dichte und Geschwindigkeit bedeutet $b = \varrho u$, welches wegen der Kontinuitätsgleichung konstant sein muss. Die obere Gleichung kann man nach Addition der unteren einmal integrieren; die vollständige Integration des Gleichungs-Systems stösst aber auf Schwierigkeiten.

Doch kann man durch Diskussion desselben schon eine Vorstellung über den qualitativen Charakter der Erscheinung erhalten. Anschaulicher wird dies illustriert durch folgende hypothetische Aufgabe: Es gehe in vertikaler Richtung eine stationäre Strömung der Luft vor sich, und zwar ohne innere Reibung [mit der Geschwindigkeit u_0 im Niveau $x = o$], so dass sich die Kelvin'sche adiabatische Temperaturverteilung herstellt.

Nun beginne plötzlich die gewöhnliche innere Reibung zu wirken. Ihr Einfluss wird sich in der Verzögerung der Bewegung

$$-\frac{du}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{\gamma}{b} u' \frac{d}{dx}\left(\Theta' \frac{du'}{dx}\right)$$

und in der (pro gr Luft auf dem Wege 1 cm) in Wärme umgesetzten Bewegungsenergie

$$Q = \frac{4}{3} \frac{\gamma}{b} \Theta' \left(\frac{du'}{dx}\right)^2$$

zeigen, welche unter obiger Annahme identisch werden, nämlich

$$= \frac{4}{3} \mu_0 k^2 g^2 \frac{u_0 \varrho_0}{p_0^2} \left(\frac{\Theta_0}{\Theta'}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}.$$

Ein Luftteilchen wird somit auf dem Wege 1 cm seine Temperatur ändern gemäss der Gleichung

$$\frac{D\Theta}{Dx} = \frac{A}{c}\left[Q - \frac{p}{u\varrho} \frac{du}{dx}\right]$$

In der nachfolgenden Tabelle habe ich für

1) Siehe z. B. Boltzmann, Gastheorie I, 134.

2) Siehe z. B. Möller, Met. Ztschr. 10, 298 (1893).

1) In Wirklichkeit ist μ einer Potenz der Temperatur proportional, welche bei den schweren Gasen 1, bei den leichten ca $^2/_3$ beträgt.

einige Anfangsgeschwindigkeiten u_0 die Werte $\frac{du}{dt}$ und $\frac{D\Theta}{Dx}$ (in Graden pro 100 m) in verschiedenen Höhen zusammengestellt, wobei statt der Höhe x die — proportional mit der Höhe bis 0 abnehmende — absolute Temperatur Θ angegeben ist.

I. $-\frac{du}{dt} =$

$\Theta_0 =$	23^0	3^0	2^0	1^0 (abs.)
$u_0 = 1$	$1{\cdot}7 \cdot 10^{-6}$	0·35	5·0	253
$u_0 = 10$	$1{\cdot}7 \cdot 10^{-5}$	3·5	50	2530
$u_0 = 100$	$1{\cdot}7 \cdot 10^{-4}$	35	500	25300
$u_0 = 500$	$8{\cdot}5 \cdot 10^{-4}$	175	2500	126500

II. $\frac{D\Theta}{Dx} =$

$\Theta_0 =$	23^0	3^0	2^0	1^0
$u_0 = 1$	−1·01	−1·01	−1·00	− 0,65
$u_0 = 10$	−1·01	−1·00	−0.94	+ 2·65
$u_0 = 100$	−1·01	−0·96	−0·29	+ 35·6
$u_0 = 500$	−1·01	−0·76	+2·61	+182·2

Während also die Hemmung z. B. an der Erdoberfläche nur $\frac{du}{dt} = - 0.61 \cdot 10^{-13}\, u$ beträgt, so würde sie in den höchsten Schichten so enorme Werte erreichen, wie die Tabelle I zeigt. Als Vergleich führe ich Helmholtz' Resultat, betreffs der Hemmung horizontaler Luftbewegung an, wonach die innere Reibung die Bewegungsgeschwindigkeit der oberen Luftschichten in 42.747 Jahren auf die Hälfte vermindern würde, was einem Werte

$$\frac{du}{dt} = - 0.75 \cdot 10^{-13}\, u$$

entspricht.

Die zweite Tabelle führt uns den erwärmenden Einfluss der Reibung vor Augen, welcher nicht nur eine Abkühlung bis zum Nullpunkt verhindert, sondern sogar das Zeichen von $\frac{D\Theta}{Dx}$ ändert.

Natürlich gilt dies alles nur für den ersten Moment, aber das Beispiel illustriert doch anschaulich den in gewisser Höhe enorm zunehmenden hemmenden (in Bezug auf vertikale Strömungen) und erwärmenden Einfluss der inneren Reibung, welcher darin begründet ist, dass der Koeffizient derselben vom Gasdrucke unabhängig ist.

Die nach der adiabatischen Theorie berechnete „Höhe" der Atmosphäre giebt uns also nur ein ungefähres Maass der Schichte (ca. 30 km), innerhalb welcher die ungestörte atmosphärische Cirkulation stattfindet, wo man also von innerer Reibung absehen kann.

In höheren Schichten verliert jene Theorie die Berechtigung; die Abkühlung eines aufsteigenden Luftstromes kann infolge der Reibung nicht bis zum absoluten Nullpunkt fortschreiten.

In Wirklichkeit ist auch noch zu berücksichtigen, dass eben wegen der Hemmung der Strömungen auch der Einfluss der Strahlungsabsorption, ja auch der Wärmeleitung erhöht werden wird.

Durch die Temperaturverhältnisse wird also keine „Begrenzung" der Atmosphäre bewirkt und ebensowenig durch die Centrifugalkraft; letztere wird überhaupt nur eine geringe Druckänderung bewirken, da die äusseren Schichten mit nach oben abnehmender Geschwindigkeit an der Erdrotation teilnehmen werden. Mit einiger Annäherung kann man hierauf die Formel anwenden, welche für die analoge Flüssigkeitsbewegung gilt: $\omega = \omega_0 \frac{a^3}{r^3}$ (vergl. Lamb, S. 525). Es ergiebt sich, dass erst in der Höhe von $6\frac{1}{2}$ km eine Horizontalgeschwindigkeit von $1 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{sec}}$ auftreten würde [in Wirklichkeit noch weit weniger wegen der Veränderlichkeit von μ], so dass die unteren Atmosphärenschichten vollständig an der Erdrotation teilnehmen, und erst in sehr grossen Höhen sich der von W nach E gerichtete Strom bemerkbar machen kann. Die Hemmung der Erdrotation [Moment $= 8\pi\mu a^2 \omega_0$ (loc. cit.)] würde das Jahr um den 10^{-17} Teil einer Sekunde verlängern, also nur um eine unmessbar kleine Grösse. Ebenso bleibt die Druckdifferenz an der Vorder- und Rückseite (Morgen und Abend) der Erde weit unter der Grenze der Messbarkeit mittelst physikalischer oder astronomischer Methoden (loc. cit.). So kann auch von dieser Seite aus kein Einwand gegen das Resultat erhoben werden, dass sich die Atmosphäre in die ungemessene Ferne des Weltraumes erstreckt. Ihre Dichte wird zwar schon in der Entfernung von einem Erdradius ganz ausserordentlich gering sein [1]), aber die Unterschiede zwischen jener „Himmelsluft" und unserer Atmosphäre können nur quantitative sein. An eine numerische Berechnung der Druck- und Temperaturverhältnisse in jenen oberen Regionen ist allerdings vorderhand noch nicht zu denken; denn, abgesehen von den mathematischen Schwierigkeiten, würde sie eine genaue Kenntnis der gesamten atmosphärischen Cirkulation (vergl. den Einfluss von u_0 in der Tabelle), der Absorptionsverhältnisse der Luft bei tiefen Temperaturen etc. voraus-

1) Der Druck muss kleiner sein, als die Formel (1) angiebt, also im obigen Falle unter 10^{-8} mm liegen.

setzen, da sich das Problem nicht als statisches, sondern als ein wesentlich dynamisches darstellt.

Es scheint daher auch schwer, zu entscheiden, ob der Verflüssigungspunkt der Luft erreicht wird; wäre der Zustand rein adiabatisch, so wäre dies unvermeidlich; in Wirklichkeit aber hängt es von dem noch ungewissen Verhältnis zwischen Druckgefälle und Temperaturgefälle in grossen Höhen ab, ob die Dampfdruckkurve der Luft geschnitten wird.

Es drängt sich der Gedanke auf, dass vielleicht die hie und da beobachteten „leuchtenden Nachtwolken" durch solche Kondensation der Luft erklärt werden könnten; denn wenn wir den Berechnungen ihrer Höhe zu über 100 km Höhe Glauben schenken, können wir schwerlich annehmen, dass sie aus Wasser resp. Eis bestehen können.[1])

Als Gegengrund gegen die Annahme einer Himmelsatmosphäre wird oft die Abwesenheit (richtiger Nichtnachweisbarkeit!) einer Mondatmosphäre angeführt. Wendet man aber die Gleichungen der Aërostatik auf das aus zwei Kugeln [Massen m und μ, Radien a und α] bestehende System Erde — Mond an, so erhält man für einen isothermen Zustand als Dichte der Mondatmosphäre

$$\varrho = \varrho_0 \, e^{-\frac{g a}{R \Theta}\left[1 - \frac{\mu a}{m \alpha}\right]} = \varrho_0 \,.\, 10^{-340}$$

und für einen adiabatischen Zustand:

$$\varrho = \varrho_0^{\left(\frac{\mu a}{m \alpha}\right)^{\frac{1}{k-1}}} = 0.00045 \cdot \varrho_0 \text{ und } \Theta = \Theta_0 \left(\frac{\mu \alpha}{m a}\right) = -260{,}5^0 \text{ C.}$$

Selbstverständlich sind diese Berechnungen in quantitativer Hinsicht wertlos, aber sie zeigen doch, dass man sich eher wundern müsste, wenn auf dem Monde eine Atmosphäre von höherer Grössenordnung der Dichte als $\varrho = 0.003 \, \varrho_0$ bestehen würde — und dies ist die von den Astronomen als zulässig bezeichnete Grenze.

Bezüglich verschiedener vom astronomischen Standpunkte aus für die Existenz eines Gasmediums sprechende Gründe verweise ich im übrigen auf Berberich's Aufsatz (Naturw. Rdsch. XIV. [1899] S. 365, 377).

Auch bei Erklärung von astronomischen Erscheinungen wie Nebelflecken, Kometenschweifen etc. mögen jene früher erwähnten, an Stellen, wo die Temperatur- und Dichtezustände die Dampfdruckkurve schneiden, erfolgenden Kondensationsvorgänge vielleicht noch eine Rolle spielen.

Es erübrigt uns noch eine Diskussion der Erscheinungen, welche auf der Zusammengesetztheit der Luft aus verschiedenen Gasen beruhen. Wäre die Atmosphäre in absoluter Ruhe, so würde nach Dalton's Gesetz der Partialdruck jeden Gases der Formel (1) genügen, als ob die anderen Gase nicht vorhanden wären. Wegen der Unterschiede in dem der Dichte proportionalen Werte der Gaskonstante R würde sich somit die Zusammensetzung der Atmosphäre mit der Höhe ändern, wie dies folgende von Hann berechnete Tabelle ersichtlich macht:

Höhe x		0	10000	20000	40000 m.
O_2	Gehalt	21.00	18.35	15.92	11.54
N_2	Gehalt	78.96	81.63	84.07	88.46

In Wirklichkeit ist es aber noch nicht gelungen, einen Unterschied zu konstatieren; selbst die durch einen Registrierballon in 15000 m Höhe geschöpfte Luft war nach Hergesell fast ganz normal zusammengesetzt: 78.27 N_2, 20.79 O_2, 0.94 A [Fortschr. d. Ph. 53 (1897) p. 192], während das normale Verhältnis ist: 78.06 N_2, 21.00 O_2, 0.94 A. Dies ist in der Langsamkeit begründet, mit welcher wie alle Diffussionsvorgänge, so hier die Entmischung der Luft vor sich geht. Ich habe (in der Orig.-Abhandlg.) aus der Maxwell-Boltzmann'schen Diffusionsgleichung berechnet, dass die relative Geschwindigkeit der Sauerstoff- und Stickstoffströmung, wenn man die ganze Luftmasse gleichmässig durchmischen und dann sich selbst überlassen würde, am Meeresniveau nur $3.10^{-8} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ betragen würde. Somit ist es ganz natürlich, dass dieser Entmischungsvorgang durch die infolge atmosphärischer Strömungen verursachte Mischung vollständig neutralisiert wird. Erst in den oberen Atmosphärenschichten, wo die Vertikalströmungen vermindert sind, dürfte derselbe zur Geltung kommen, und es ist wahrscheinlich, dass in grösserer Entfernung von der Erde die leichteren Gase He, H_2, überwiegen. Experimentell liesse sich übrigens vielleicht eher ein Unterschied im Gehalte von $A = 40$, $Ne = 80$, $Xe = 128$ und $He = 4$, nachweisen als in dem, störenden Einflüssen unterliegenden, Verhältnis der an Dichte wenig verschiedenen $O : N$. Auch sollten in cyklonalen Gebieten die schwereren Bestandteile vorherrschen, in anticyklonalen die leichteren; der Unterschied würde auf die Ausdehnung des Cyklons schliessen lassen.

In Anbetracht dieser dürftigen Ergebnisse der Theorie und der negativen Ergebnisse der Praxis erschien es nun höchst überraschend, dass es J. Stoney gelungen sein sollte, bloss auf Grund der Kenntnis von Masse und Grösse der Planeten die Zusammensetzung der Gas-

1) Ich habe für den Wasserdampfdruck eine Extrapolationsformel in derselben Weise berechnet, wie es Herz für Quecksilberdampf that, aus welcher sich z. B. schon für -100^0 ein Dampfdruck von bloss $3{\cdot}6 . 10^{-5}$ mm ergiebt, und in jenen Höhen müsste eine noch weit niedrigere Temperatur herrschen.

hülle derselben zu berechnen. Da ich in der That seine in der Arbeit „Of Atmospheres of Planets and Satellites" (Trans. Roy. Dublin Soc. VI [1897] S. 305) dargelegten Erwägungen, welche seinerzeit ziemliches Aufsehen erregten, für verfehlt halte, möchte ich daher diesbezüglich noch einige Worte anschliessen.

Stoney stützt sich auf das Resultat, dass Moleküle deren Geschwindigkeit $\sqrt{2ga}$ übersteigt, von der Erde „verloren" werden. Indem er die Höhe der Atmosphäre zu 200 km und deren Temperatur in der Grenzschicht (?) zu -66^0 C. (!) annimmt, berechnet er das Verhältnis der mittleren Molekulargeschwindigkeiten verschiedener Gase zu jener kritischen Geschwindigkeit. Dann schliesst er: Die Erfahrung lehrt, dass unsere Erde He und H_2 verloren hat, denn diese Gase sind in der Atmosphäre nicht enthalten, obwohl sie durch Quellen und unterseeische Vulkane (?) ausgeschieden werden, dass dagegen O_2 und N_2 erhalten bleiben; also wird ein Gas verloren, wenn seine Molekulargeschwindigkeit grösser als $\frac{1}{9}$ der kritischen ist wie hier bei H_2 und He); dagegen bleibt der Verlust unmerklich, wenn sie bloss $\frac{1}{20}$ beträgt (wie bei N_2 und O_2). Und diese Regel wird dann auf die Planeten angewendet und so gewissermassen „a priori" die Zusammensetzung ihrer Atmosphäre berechnet.

Vor allem muss man gegen die undenkbaren Annahmen bezüglich der „Grenze" der Atmosphäre protestieren, sodann gegen die über das Vorkommen von H_2 und He gemachten Voraussetzungen. Warum ist der Gehalt an Xe und Ne so gering, wenn nur die Molekulargeschwindigkeit, also die Dichte des Gases, in Betracht kommt?

Aber ein prinzipieller Einwand ist überhaupt gegen die Art zu erheben, in welcher die Gastheorie verwendet wird. Es werden nur die abgeworfenen Teilchen berücksichtigt, nicht aber jene, welche von aussen in die Anziehungssphäre der Erde gelangen; auch jene „verlorenen" Teilchen können untereinander oder mit den noch in elliptischen Bahnen sich bewegenden Teilchen zusammenstossen und wieder zurückgelangen etc. Was soll dann überhaupt den Unterschied der Erdatmosphäre und des äusseren Mediums ausmachen? Wollte man dies alles in Rechnung ziehen (mit der üblichen Annäherung), so käme man zu den gewöhnlichen Gleichungen der Aërostatik und zu dem leicht abzuleitenden Resultat, dass eben dort wo geringerer Druck herrscht, das ist an der Oberfläche der kleineren Planeten (und Monde), die leichteren Gase vorherrschen werden, nicht, wie Stoney meint, die schwereren.

Die eigentlichen Schwierigkeiten treten aber erst dann auf, wenn man den Einfluss der Konvektionsströme, Temperaturverhältnisse etc. berücksichtigt, welche in erster Linie für die Diffusionsvorgänge massgebend sind, und welche Stoney nicht in Betracht zieht; solange wir hierüber nicht genauere Kenntnisse besitzen, sind derlei Spekulationen aussichtslos. Allerdings wird man bei Anwendung der aëromechanischen Gleichungen auf den Weltraum im allgemeinen noch gewisse Korrekturen an diesen Gleichungen einzuführen haben, die darin begründet sind, dass man in Anbetracht der enormen Verdünnung also der sehr grossen Weglänge λ der Moleküle die Änderungen im Zustande des Gases im Bereiche von λ nicht mehr als linear annehmen darf, sondern höhere Glieder der Entwicklung berücksichtigen muss. Es scheint mir dies jedoch der einzige rationelle Weg zu sein, auf welchem man hoffen kann, einst auch zu genaueren quantitativen Ergebnissen zu gelangen.

(Eingegangen 20. Dezember 1900.)

REFERATE ÜBER DIE BERICHTE DES INTERNATIONALEN PHYSIKERKONGRESSES ZU PARIS.

Gabriel Lippmann, Die kinetische Gastheorie und das Carnotsche Prinzip. 4 Seiten.

Es handelt sich hier nicht um einen eigentlichen Bericht, sondern um eine an dieser hervorragenden Stelle erfolgte Darlegung der Ansicht des Verfassers, dass die kinetische Gastheorie unvereinbar sei mit dem zweiten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie.

In der Hauptsache sucht Herr Lippmann seinen Beweis durch folgende Überlegungen zu führen: Es treten in ein kleines Gasvolumen n Moleküle ein, während in derselben Zeit n' Moleküle daraus austreten. Nun nähert sich wohl, nach dem Bernouillischen Lehrsatze, wenn $n+n'$ sich dem Unendlichen nähert, n dem Werte von n', im Sinne von $lim \frac{n}{n'} = 1$, wobei jedoch $n-n'$ sich Null nicht nähert. Mit anderen Worten $lim \frac{n-n'}{n+n'} = 0$, wobei jedoch der Zähler $n-n'$ endlich bleiben kann, und sogar wachsen kann. Nun kommt in den sogleich zu besprechenden experimentellen Anordnungen ausschliesslich

$n-n'$ in Betracht. Ist diese Differenz $n-n'$, so klein sie auch sei, wirklich endlich, so ist dies hinreichend für die Unvereinbarkeit der kinetischen Theorie mit dem zweiten Hauptsatze.

Diesen Gedankengang wendet nun Lippmann auf folgende Versuchsanordnungen an.

1. Man stelle (bei konstanter Temperatur) ein mit Sauerstoff gefülltes Gefäss in ein magnetisches Feld und in das Gefäss bringe man einen geschlossenen metallischen Kreis, wie z. B. einen kleinen Kupferring, oder eine durchlöcherte Metallplatte oder ein Goldblättchen mit einem mikroskopisch kleinen Loch. Da nun Sauerstoff paramagnetisch ist und seine Moleküle in ihrer Bewegung die Kraftlinien, welche den Raum schneiden, mit sich führen, so werden die Moleküle, welche durch den vom Schliessungskreis umschlossenen kleinen Raum gehen, im Schliessungskreise, da Lippmann voraussetzt, dass oben betrachtete Differenz $n-n'$ nicht gleich Null ist, Ströme induzieren, welche nun ihrerseits eine mit dem zweiten Hauptsatze unvereinbare Temperaturerhöhung des Schliessungskreises bedingen. Verfasser denkt sich den Versuch auch in folgender Weise: Die Dichte des Gases im Innern des Schliessungskreises unterliegt, infolge der steten Bewegung der Moleküle, kleinen und sehr raschen Schwankungen; die Anzahl der Magnetkraftlinien, die den Kreis schneiden, unterliegen den nämlichen Schwankungen, wirken also induzierend, und die erzeugten Ströme erwärmend. Lippmann vergleicht in diesem Falle die Moleküle der magnetisierten Gase mit den rotierenden Weicheisenpolschuhen der modernen Wechselstromgeneratoren, deren Anker sowohl wie Magnetsystem unbeweglich ist.

2. Die Dielektrizitätskonstante der Gase ist proportional ihrer Dichte. Man denke sich nun einen Kondensator mit gasförmigem Dielektrikum, dessen beide metallische Belegungen mit den Polen einer Stromquelle verbunden seien. Da nun nach der kinetischen Gastheorie die Zahl der Moleküle, welche das gasförmige Dielektrikum bilden, nicht streng konstant ist, so unterliegt also die Dielektrizitätskonstante, und demzufolge die Kapazität des Kondensators, sowie seine Ladung fortwährenden Schwankungen. Es werden also im metallischen Teile des Systems elektrische Ströme erzeugt, welche Joulesche, mit dem zweiten Hauptsatze unvereinbare Wärme bedingen. S. Guggenheimer.

(Eingegangen 17. Dezember 1900.)

Lord Kelvin, Über die Bewegung eines elastischen festen Mediums, in dem sich ein Körper verschiebt, der auf ihn anziehend oder abstossend wirkt. 22 Seiten.

Lord Kelvin hat sich bereits seit langer Zeit bemüht, die optischen und elektrodynamischen Erscheinungen mechanisch zu deuten. In dem vorliegenden Bericht knüpft er an die mechanische Theorie des Lichtes an, welche den Äther als elastischen festen Körper ansieht. Diese Theorie stösst bekanntlich auf Schwierigkeiten, wenn sie die Bewegung der ponderablen Materie durch den Äther hindurch erklären will. Lord Kelvin nimmt nun an, dass die Substanz der Atome auf den Äther Anziehungen und Abstossungen nach dem Newtonschen Gesetze ausübt, jedoch in der Weise, dass die Resultierende dieser Kräfte für alle Punkte ausserhalb des Atoms gleich Null ist. Dann behält der Äther ausserhalb des Atoms seine normale Dichte, nur innerhalb des Atoms wird der Äther an der einen Stelle komprimiert, an der anderen dilatiert, in der Weise, dass die mittlere Dichte im Innern des ganzen Atoms gleich der normalen Dichte ist. Bewegt sich nun das Atom durch den Äther, mit einer Geschwindigkeit, welche gegen die Lichtgeschwindigkeit verschwindend klein ist, so ist die Lage der äusseren Ätherpunkte stets dieselbe, als ob das Atom an der betreffenden Stelle ruhte; es geraten nur diejenigen Teile des Äthers in Bewegung, welche in das Innere des Atoms gelangen. Hierdurch wird die Trägheit der Atome vermehrt. Bewegt sich andrerseits der Äther, während die Atome ruhen, so bedingt die Anwesenheit der letzteren, eine Vergrösserung der Trägheit des Äthers, und daher eine Verringerung der Lichtgeschwindigkeit. In dem Beispiele, welches der Verfasser durchrechnet, genügt es, die Dichte des Äthers im Mittelpunkte des Atoms etwas über 100 mal so gross, als die normale Dichte, anzunehmen, um für den Brechungsindex der Gase den richtigen Wert zu erhalten. Der Äther wird nach diesen Vorstellungen nur durch elektromagnetische Vorgänge in Bewegung gesetzt, wenigstens soweit er sich ausserhalb der Atome befindet. Durch Bewegung der ponderablen Materie wird der äussere Äther nicht beeinflusst. Insofern stimmt Lord Kelvin mit H. A. Lorentz überein, der gleichfalls den Äther als ruhend annimmt. Um die Versuche von Michelson und Morley zu erklären, muss auch Lord Kelvin zu der Hypothese seine Zuflucht nehmen, dass die Abmessungen der Körper sich bei der Bewegung durch den Äther hindurch ändern.

In einem Zusatz zu dem Bericht macht Lord Kelvin einige Andeutungen darüber, wie er hofft, zu einer vollständigen mechanischen Theorie des elektromagnetischen Feldes zu ge-

langen. Er nimmt neben den ponderablen Atomen noch elektrische Atome „Elektronen", an. In den positiven Elektronen soll der Äther verdichtet, in den negativen verdünnt werden.

Anderseits sollen verdichtete und verdünnte Teile des Äthers gewisse Kräfte aufeinander ausüben, welche die elektrostatischen Anziehungen und Abstossungen zur Folge haben. Diese Kräfte sollen Fernkräfte sein. Der Äther soll nur die magnetischen Kräfte übertragen. Schreibt man dem Äther die Dichte 10^{-9} zu, so folgt aus dem Werte der Lichtgeschwindigkeit, dass er etwas härter als Stahl, und somit wohl fähig ist, die stärksten bekannten magnetischen Felder auszuhalten. M. Abraham.

J. H. Poynting, Die Fortpflanzung der Energie und der elektrischen Kraft im elektromagnetischen Felde. 17 Seiten.

Im ersten Teile entwickelt der Verfasser seine Ideen über die Energieströmung im elektromagnetischen Felde in elementarer Weise. Maxwell zeigte, dass man jedem Volumelement im elektromagnetischen Felde einen bestimmten Betrag elektromagnetischer Energie zuschreiben muss. Wächst diese Energie, so kann das nur in der Weise geschehen, dass sie durch die Oberfläche hineintritt. Bei ebenen Wellen gestaltet sich der Vorgang besonders einfach; hier ist die elektrische Kraft senkrecht zur magnetischen orientiert, und die Energieströmung, die auf beiden Vektoren senkrecht steht, ist gleich dem durch 4π dividierten Produkte der beiden Kräfte. Die gleiche Formel ist anzuwenden auf einen cylindrischen Leiter, in welchem ein stationärer elektrischer Strom fliesst; hier tritt die elektromagnetische Energie seitlich in den Leiter hinein, wo sie in Joulesche Wärme verwandelt wird. Stehen die beiden Vektoren der elektrischen und magnetischen Kraft nicht senkrecht aufeinander, so ist das obige Produkt mit dem Sinus des von ihnen eingeschlossenen Winkels zu multiplizieren, um den Betrag der Energie zu erhalten, welcher in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit der durch die beiden Vektoren bestimmten Ebene hindurchtritt. Dieser Satz von Poynting giebt von der Veränderung der Energieverteilung im Felde Rechenschaft. Freilich kann man immer noch einen Energiestrom in geschlossenen Bahnen hinzufügen, ohne dass an der Energieverteilung etwas geändert wird. Daher kann man das Poyntingsche Gesetz der Energieströmung nicht als das einzig mögliche hinstellen, der Entdecker selbst sieht es nur als eine plausible Hypothese an. Er diskutiert dann ausführlich folgende Fälle:

1. Langsame (aperiodische) Entladung eines Kondensators. Die Energie befindet sich ursprünglich zwischen den Kondensatorplatten, und strömt von hier allmählich in den Leitungsdraht, wo sie in Wärme verwandelt wird.
2. Stromkreis, der ein Element enthält. Hier spielt das Element die Rolle, die dort dem Kondensator zukam, nur mit dem Unterschiede, dass das Element fortgesetzt Energie liefert.

Im zweiten Teile werden die Anschauungen über die Bewegung der elektrischen Kraftröhren dargestellt, die vom Verfasser selbst, und von J. J. Thomson entwickelt wurden. Diese Autoren bestimmen durch die elektrischen Kraftröhren nicht nur das elektrische Feld, sondern auch das magnetische; letzteres wird erzeugt, wenn die elektrischen Kraftröhren in Bewegung geraten. M. Abraham.

Kr. Birkeland, Über die physikalische Konstitution der Sonne. 17 Seiten.

Falls die Sonne einen inneren festen Kern besitzt, und falls die Sonnenflecken und Protuberanzen Ausbrüchen von Vulkanen entstammen, die auf diesem Kerne gelegen sind, so kann man aus der Gruppierung der Flecken die Lage der Vulkane und so die Rotationsdauer des Kernes bestimmen. Der Verfasser versucht daher, unter successiver Annahme immer grösserer Rotationsgeschwindigkeiten des Kernes, diejenige Dauer T_1 zu bestimmen, bei der in verschiedenen Zeitabschnitten (1858—65, 1880—87, 1892—96) dieselben heliographischen Längen Häufungsstellen für Sonnenflecken bleiben. Solche Häufungsstellen sind dann Orte, für die die Wahrscheinlichkeit, dass ihnen ein Vulkan zugeordnet, ein Maximum ist. Der Untersuchung werden nur solche Flecken unterworfen, deren Erscheinen genau genug beobachtet wurde. Die Nord- und die Südhalbkugel werden für sich betrachtet, jedoch auf die heliographische Breite keine Rücksicht genommen. Ebenso übersieht der Verfasser die Schwierigkeiten nicht, welche aus dem dislocierenden Einfluss der Strömungen in der Photosphäre entstehen.

Der Verfasser teilt drei Kurven mit, welche von 3 zu 3^0 heliographischer Länge fortschreitend und unter der Annahme einer Rotationszeit $T_3 = 25^d \cdot 149$ für die drei genannten Zeitabschnitte die Verteilung der Sonnenflecken wiedergeben, und zwar derart, dass die Kurven unter sich grosse Ähnlichkeiten aufweisen. Referent muss jedoch bemerken, dass diesen Kurven allein eine überzeugende Beweiskraft nicht zugeschrieben werden kann, denn eines-

teils ist die totale Variation der Kurve eine geringe und die innere Variation (die von Grad zu Grad) fast gerade so gross, und andernteils bedarf es noch eines Einblickes in die Kurven bei anderen zu Grunde gelegten Perioden. Verfasser verweist hierzu auf sein Werk: Recherches sur les taches du soleil et leur origine.

Solche stabile Aktionscentren können natürlich nur auf einem festen Sonnenkerne sich befinden und nicht auf einem gasförmigen. Wilsings Verarbeitung der Potsdamer photographischen Positionsbestimmungen der Sonnenfackeln führten diesen Forscher aber zur Ansicht, dass die Fackeln primäre, die Flecken sekundäre Erscheinungen sind, was für einen gasförmigen Zustand des Sonneninnern spricht. Demgegenüber weist Birkeland auf unsere Unkenntnis vom Zustand heisser, unter hohem Druck stehender Gase hin, und erklärt es für denkbar, dass das gasförmige Innere unter diesen Umständen die Dichte von Quecksilber und die Festigkeit und Härte des Granits haben könnte.

In einem zweiten Teile untersucht der Verfasser die Möglichkeit eines Einflusses der Planeten auf die Sonnenflecken, und glaubt für Merkur, Venus und Jupiter einen solchen konstatieren zu können. Und zwar soll der Einfluss von der Schwereattraktion herstammen, da die lebhaften Vorgänge in der Sonne zu ihrer Auslösung nur ganz kleiner Impulse bedürfen. A. Nippoldt, jun.

(Eingegangen 14. Januar 1901.)

Ch. Dufour, Vergleich zwischen dem Sonnenlichte und demjenigen einiger Sterne. 6 Seiten.

Verfasser hatte früher öfters mit einem Sonnenmikroskop gearbeitet. Eines Abends bekommt er die Idee, den Mond zur Beleuchtung zu verwenden und fand, dass er den Auffangschirm 500 mal näher heranrücken musste, um ein ebenso deutliches Bild zu bekommen als bei der Sonne. Dadurch findet er die Ansicht anderer, das Licht der Sonne sei 300000 mal intensiver als das des Mondes, bestätigt. Das Mondlicht vergleicht er nun wieder mit dem einer Gaslaterne und diese mit dem zu untersuchenden Sterne. Da heutzutage exaktere Messungen bekannt oder im Gange sind, so genügt die Wiedergabe einiger Resultate.

Das Licht des Arktur ist nach dem Verfasser 33 milliardenmal schwächer als das der Sonne, das der Antares 132, des Altaïr 48 milliardenmal. Für einige Sterne, deren Parallaxe bekannt ist, berechnet der Verfasser das Verhältnis ihrer Leuchtkraft zu der der Sonne. Der Verfasser ist sich der Mängel seiner Schätzungen wohl bewusst, hält die durch seine Zahlen gegebene Grössenordnung aber für vollkommen sicher. A. Nippoldt, jun.

(Eingegangen 14. Januar 1901.)

A. Hénocque, Anwendungen der Spektroskopie in der Biologie und insbesondere der Spektroskopie des Blutes oder der Hämatospektroskopie. 28 Seiten.

Das vorliegende Referat enthält absolut nichts, was einigermassen neu oder für Physik und Physiologie bedeutungsvoll wäre: es handelt sich um eine Darstellung der Elemente der Spektralanalyse und ihrer Anwendung auf das Blut, insbesondere einfacher spektrophotometrischer Methoden, welche Verfasser für klinische Zwecke ausgebildet hat, speziell um den Hämoglobingehalt des Blutes am Lebenden, sowie die Geschwindigkeit der Oxydation in den Geweben (durch die Reduktion des *Hb* in einem abgeschnürten Fingergliede) quantitativ schätzen zu können. Ein Schlusskapitel bringt einiges Wenige über Spektroskopie der Gallen- und Harnfarbstoffe. Der ganze Bericht ist ein Auszug des Inhalts dreier Bändchen „Spectroscopie biologique", welche Verfasser vor einigen Jahren in der Sammlung „Encyclopédie scientifique des Aide-mémoire" bei Masson in Paris hat erscheinen lassen. Boruttau.

(Eingegangen 16. Januar 1901.)

Personalien.

An Stelle des verstorbenen Professors Oberbeck ist Professor F. Paschen von der Technischen Hochschule zu Hannover als Ordinarius der Physik nach Tübingen berufen.

An der Universität Leipzig hat sich Dr. G. Bredig für physikalische Chemie habilitiert. Seine Antrittsvorlesung behandelte „die Chemie der extremen Temperaturen".

In Dresden starb der bekannte Mathematiker Geheimrat Professor O. Schlömilch im Alter von 78 Jahren.

Als Vertreter der technischen Wissenschaften, denen aus Anlass der Zweihundertjahrfeier zwei Sitze in der Akademie der Wissenschaften zu Berlin verliehen wurden, sind Ingenieur Dr. phil. Friedrich von Hefner-Alteneck und Professor Heinrich Müller-Breslau gewählt und als solche bestätigt worden.

Privatdozent der Metallmikroskopie an der Technischen Hochschule in Berlin Emil Heyn an der mechanisch-technischen Versuchsanstalt erhielt die an der Technischen Hochschule Stuttgart erledigte Professur für mechanische Technologie.

Berichtigungen.

In der Abhandlung des Herrn E. Marx, Über Antikohärer ist auf Seite 250, Spalte I, Zeile 10 von oben zu lesen „Rückgang des Stromes von 30 Milliampère auf 20 Milliampère".

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.